

АЗИМУТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛАНЕТЕЗИМАЛЬНЫХ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ

© 2023 г. Т. В. Демидова^{1,2*}, И. И. Шевченко^{2,3}

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25.05.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.; принята к публикации 07.07.2023 г.

Рассмотрены пути формирования азимутальных резонансных структур в околозвездных планетезимальных дисках с планетами. Путем аналитических оценок и массовых численных экспериментов показано, что частицы диска, исходно попадающие в области резонансов средних движений низких порядков с планетой, со временем могут концентрироваться в потенциально наблюдаемые азимутальные структуры. Процесс структурирования протекает быстро, обычно он занимает время ~ 100 орбитальных периодов планеты. Найдено, что относительное количество частиц, сохраняющих свое резонансное положение, растет с уменьшением массового параметра μ (отношения масс возмущающей планеты и родительской звезды), но всегда имеет место удаление существенной доли частиц из диска за счет их аккреции на звезду и планету, а также перехода на сильно вытянутые и гиперболические орбиты. Построены ожидаемые радиоизображения азимутально структурированных дисков. В рассмотренных нами моделях наиболее четко проявились азимутальные структуры, ассоциированные с резонансами $2 : 1$ и $3 : 2$; вероятны также наблюдательные проявления резонансов $1 : 2$ и $2 : 3$.

Ключевые слова: резонансы средних движений, осколочные диски, планетезимальные диски, динамический хаос, планетезимали.

DOI: 10.31857/S0320010823060025, EDN: GNPSFO

ВВЕДЕНИЕ

Присутствие планеты (планет) в остаточном планетезимальном диске оказывает существенное влияние на распределение вещества в диске. Резонансы средних движений с планетой формируют внутри диска кольцеобразные сгущения и полости, свободные от вещества (Озерной и др., 2000; Квиллен, Торндайк, 2002; Кюхнер, Хольман, 2003; Квиллен, Фабер, 2006; Мустилл, Ваят, 2012; Моррисон, Мальхотра, 2015; Демидова, Шевченко, 2016). Возмущения со стороны планет могут формировать границы диска, как внешние, так и внутренние, в зависимости от конфигурации системы (Ваят и др., 1999; Квиллен, 2006; Су и др., 2013; Родигас и др., 2014).

Планетезимальный (осколочный) околозвездный диск образуется вместе с планетной системой звезды в результате эволюции протопланетного газо-пылевого диска (см., например, обзор Марино, 2022). Осколочный диск состоит из твердых

тел с размерами в широком диапазоне: от мелкой микронной пыли до километровых и больших планетезималей.

Ранее мы рассматривали формирование спиральных и кольцевых структур в осколочных дисках (Демидова, Шевченко, 2015, 2016). Здесь мы исследуем *азимутальное* структурирование планеты вещества осколочного диска, попадающего в окрестности резонансов средних движений (средних частот обращения тел на орбитах) с планетой (Мюррей, Дермотт, 2000; Шевченко, 2020). Мы обсуждаем резонансы первого порядка, конкретно $2 : 1$, $3 : 2$, $1 : 2$, $2 : 3$.

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ АЗИМУТАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Отметим, что согласно работе Кондратьева (2014) распределение поверхностной плотности в диске вокруг гравитирующего тела, который состоит из множества кеплеровых орбит, может иметь максимумы вблизи внутренней и внешней границ диска. Появление максимума плотности на

*Электронный адрес: proximal@list.ru

внутренней границе обусловлено сгущением орбит вблизи перицентров. Подобное сгущение плотности видно в начальном распределении частиц на рис. 1. Максимум вблизи апоцентра обусловлен динамикой частиц, поэтому не проявляется в начальном распределении частиц.

Как известно, скорость тела, обращающегося на эллиптической орбите, максимальна в перицентре его орбиты и минимальна в апоцентре. Значения скорости соответственно равны

$$v_p = na\sqrt{\frac{1+e}{1-e}}, \quad v_a = na\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}, \quad (1)$$

где n — среднее движение, a — большая полуось орбиты, e — эксцентриситет (см., например, формулы (2.35) в книге Мюррея, Дермотта, 2000). Таким образом, отношение максимальной скорости к минимальной составляет

$$v_p/v_a = \frac{1+e}{1-e}, \quad (2)$$

а отношение времени пребывания частицы в окрестностях апоцентра и перицентра составит

$$T_a/T_p \approx \frac{1+e}{1-e}, \quad (3)$$

что стремится к бесконечности при $e \rightarrow 1$.

Планетные возмущения влияют на распределение поверхностной плотности частиц. Как показали наши расчеты, область вблизи внутренней границы диска расширяется от вещества.

Таким образом, внешний наблюдатель ансамбля частиц на вытянутых орбитах будет видеть частицы, сконцентрированные в основном к апоцентрам. На этом простом факте, как мы убедимся далее, основывается потенциальная возможность наблюдательного проявления азимутальных структур.

Далее мы предполагаем, что взаимные возмущения частиц на орбитах отсутствуют.

Рассмотрим траектории частиц в различных резонансах во вращающейся (с угловой скоростью возмущающей планеты) системе координат. Орбита планеты полагается круговой. Рассмотрим внутренние и внешние резонансы первого порядка.

Если частица находится во внутреннем резонансе $p+q:p$ с планетой, то конфигурация “звезда—планета—частица” повторяется через каждые $p+q$ орбитальных периодов частицы; если частица находится во внешнем резонансе $p:p+q$ — то через каждые p орбитальных периодов частицы (Мюррей, Дермотт, 2000).

В книге Мюррея, Дермотта (2000) показаны траектории частиц в некоторых резонансах первого порядка с периодом планеты (см. рис. 8.4 в данной книге). Во вращающейся (с угловой скоростью

планеты) системе координат особенностью траекторий частиц являются петли, которые возникают вблизи либо апоцентра (для внутренней частицы), либо перицентра (для внешней частицы).

Чтобы конфигурация “звезда—планета—частица” в очередной раз повторилась, при внутреннем резонансе $p+q:p$ требуется $p+q$ орбитальных оборотов частицы, а при внешнем резонансе $p:p+q$ — p оборотов; поэтому число петель траектории равно $p+q$ и p соответственно.

Угловая скорость планеты на круговой орбите постоянна, а скорость частицы на эллиптической орбите варьируется со временем. Если, начиная с нуля, увеличивать эксцентриситет орбиты внутренней частицы, то при некотором критическом значении эксцентриситета угловая скорость частицы в апоцентре совпадет с постоянной угловой скоростью планеты; на траектории частицы во вращающейся системе координат появится «точка заострения (возврата)». Если увеличивать эксцентриситет далее, то траектория частицы образует обратную петлю.

Нетрудно показать (см. Мюррей, Дермотт, 2000), что для внутренней частицы в резонансе $p+q:p$ с планетой точки возврата возникают при значении e , удовлетворяющему кубическому уравнению

$$(1+e)^3 = \left(\frac{p+q}{p}\right)^2(1-e), \quad (4)$$

а для внешней частицы в резонансе $p:p+q$ с планетой — при значении e' , удовлетворяющему кубическому уравнению

$$(1-e')^3 = \left(\frac{p}{p+q}\right)^2(1+e'). \quad (5)$$

Например, решение уравнения (4) для частиц во внутренних резонансах 2:1, 3:2 и 4:3 дает критические значения e , соответственно равные 0.365, 0.211 и 0.148 (Мюррей, Дермотт, 2000).

В соответствии с формулой (3), наибольшего контраста в наблюдаемых апоцентрических и перицентрических концентрациях частиц следует ожидать в первом из этих случаев (резонанс 2:1), наименьшего — в третьем (резонанс 4:3).

В Солнечной системе реальным примером резонансной группы, формирующей слабо выраженную квазитреугольную вращающуюся (с угловой скоростью обращения Юпитера) структуру в главном поясе астероидов, является группа Гильды (Львов и др., 2004), пребывающая в резонансе 3:2 с Юпитером.

МОДЕЛЬ И МЕТОДЫ

Рассмотрим динамику системы в плоской задаче в барицентрической системе координат. Пусть система включает звезду массой $M = M_{\odot}$, планету массой m на круговой орбите с периодом P и большой полуосью a и диск из пассивно гравитирующих частиц, параметры которого будут конкретизированы далее.

В начальный момент времени звезда находится в точке с координатами $(x, y) = (p_1, 0)$, а планета — в точке $(p_2, 0)$, где

$$p_1 = -\frac{m}{M+m}a \quad \text{и} \quad p_2 = \frac{M}{M+m}a.$$

Векторы скорости звезды и планеты исходно имеют компоненты

$$\left(0, -\frac{m}{M+m}na\right) \quad \text{и} \quad \left(0, \frac{M}{M+m}na\right)$$

соответственно, где среднее движение $n = 2\pi/P$. Варьируется массовый параметр $\mu = m/(M+m)$, динамика системы рассмотрена при четырех его значениях: $\lg \mu = -2, -3, -4$ и -5 .

В начальный момент времени 10^6 безмассовых (пассивно гравитирующих) частиц размещаются вблизи заданного резонанса. В работе Демидовой и Шевченко (2020) оценены радиальные размеры кольцевых хаотических зон для резонансов средних движений в зависимости от массового параметра: $\Delta a_r = 0.91\mu^{0.43}a$ для внутренних (относительно орбиты планеты) резонансов, $\Delta a_r = 1.32\mu^{0.42}a$ для внешних. Данные значения Δa_r использованы при определении границ для начальных значений больших полуосей орбит частиц: частицы исходно распределялись случайным образом по большой полуоси в пределах $a_r \pm \Delta a_r/2$, где a_r — положение резонанса. Такой выбор границ обусловлен тем, что частицы эффективно выбраиваются из хаотической области (где со временем их концентрация снижается, см. Демидова и Шевченко, 2020) и, таким образом, могут участвовать в формировании структур.

Существуют и космогонические основания для такого выбора: если какая-либо планета в диске исходно формировалась вблизи резонанса с другой планетой и в результате столкновений с крупными объектами — планетными эмбрионами — была разрушена (о столкновительной эволюции при формировании планетных систем см. Агнор и др., 1999; Чемберс, Уэтерилл, 1998; Тэйлор, 1998), это способствовало бы повышению концентрации планетезималей именно в резонансной области.

Расчеты выполнены для четырех резонансов средних движений частица—планета: двух внешних (1 : 2 и 2 : 3) и двух внутренних (2 : 1 и 3 : 2). Эксцентриситеты орбиты частиц задаются случайным

образом в диапазоне $[0 : 1)$, истинная аномалия и долгота перицентра также распределены случайным образом в пределах $[0, 2\pi)$.

Расчеты выполнены в плоской задаче в прямоугольной барицентрической инерциальной системе координат. Планета и частицы обращаются на орбитах против часовой стрелки. Интегрирование уравнений движения частиц проведено с использованием алгоритма Булирша—Штера (Штер, Булирш, 1980; Пресс и др., 1992). Допустимая относительная погрешность ϵ установлена равной 10^{-14} . В процессе расчетов осуществлялся контроль постоянства интеграла Якоби для каждой частицы. Реализация метода детально описана в работе Демидовой (2022).

Частицы диска могут покидать систему за счет трех базовых процессов: аккреции на планету, аккреции на звезду и рассеяния на удаленную орбиту. Задавался аккреционный радиус звезды $R_{sa} = 0.01(M/(3m))^{1/3}a$ и планеты $R_{pa} = 0.01(m/(3M))^{1/3}a$. Частицы, подходящие к массивному телу на расстояние меньше соответствующего аккреционного радиуса, считались аккрецирующими на объект и удалялись из системы. Частицы, удалявшиеся от барицентра на расстояние более чем 4 орбитальных радиуса планеты, также считались покинувшими систему. Максимальная продолжительность интегрирования орбиты одной частицы составляла 10^5 орбитальных периодов планеты.

В данной задаче не учитывалась самогравитация планетезималей. Бе и др. (2014), Пирс, Ваят (2014) показали, что влияние массивной планеты доминирует над взаимным гравитационным взаимодействием (самогравитацией) планетезималей, если масса планеты на порядок или более превосходит массу диска. Минимальная масса, которую мы рассмотрели в данной работе, равна $10^{-5}M_{\odot}$ (~3 массы Земли), при этом рассматривается узкое кольцо вблизи резонанса планеты. Данная масса на порядок больше массы пояса Койпера и на несколько порядков больше массы Главного пояса астероидов (Питиева, Питиев, 2018аб). Поэтому мы полагаем, что самогравитацией частиц диска можно пренебречь.

ДИНАМИКА ЧАСТИЦ

Поскольку распределение частиц и скорости процессов удаления их из системы в целом аналогично для всех рассмотренных значений μ , далее (если не указано иное) будет детально описан случай $\lg \mu = -3$.

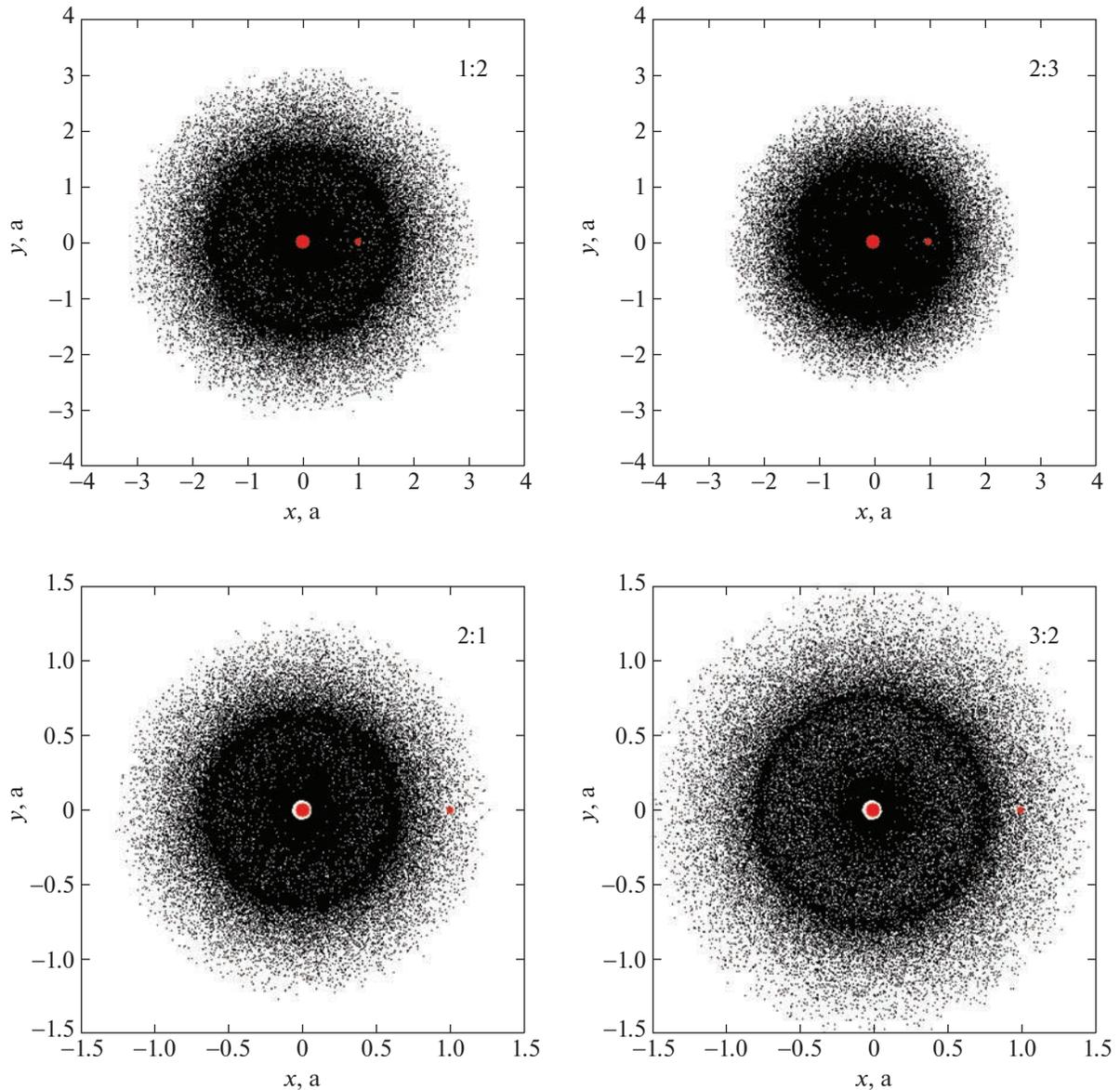


Рис. 1. Начальное распределение частиц при резонансах средних движений 1 : 2, 2 : 3, 2 : 1 и 3 : 2, в модели с массовым параметром $\lg \mu = -3$. Положения звезды и планеты обозначены красными кружками. Координаты по осям даны в единицах большой полуоси орбиты планеты.

Распределение частиц

На рис. 1 показано начальное распределение частиц в каждой модели. Исходно вещество сконцентрировано в кольце вблизи положения соответствующего резонанса.

Планетные возмущения приводят к возникновению азимутальных структур в распределении частиц. На рис. 2 показано распределение частиц на момент окончания моделирования, время $t = 10^5 P$ (где P — орбитальный период планеты). В случае резонанса 1 : 2 (рис. 2 сверху слева) плотное кольцо вблизи положения резонанса $R \approx 1.58a$ (где a — орбитальный радиус планеты) сохраняется, но кольцообразная структура уже асимметрична:

появляется сгущение частиц за планетой вблизи положительной части оси x . Область внутри кольца становится разреженной. Заметны асимметричные области пониженной плотности частиц вблизи звезды и планеты. Кроме того, проявляется дугообразная область пониженной плотности вблизи $R = 2.4a$ (вблизи резонанса 2 : 7), расположенная симметрично относительно отрицательной части оси x ; внешний край диска асимметричен.

При исходном распределении частиц вблизи резонанса 2 : 3 (рис. 2 сверху справа) получающаяся кольцообразная структура имеет два симметричных сгущения частиц вдоль оси y . Кроме того, вблизи оси y имеются две дугообразные области

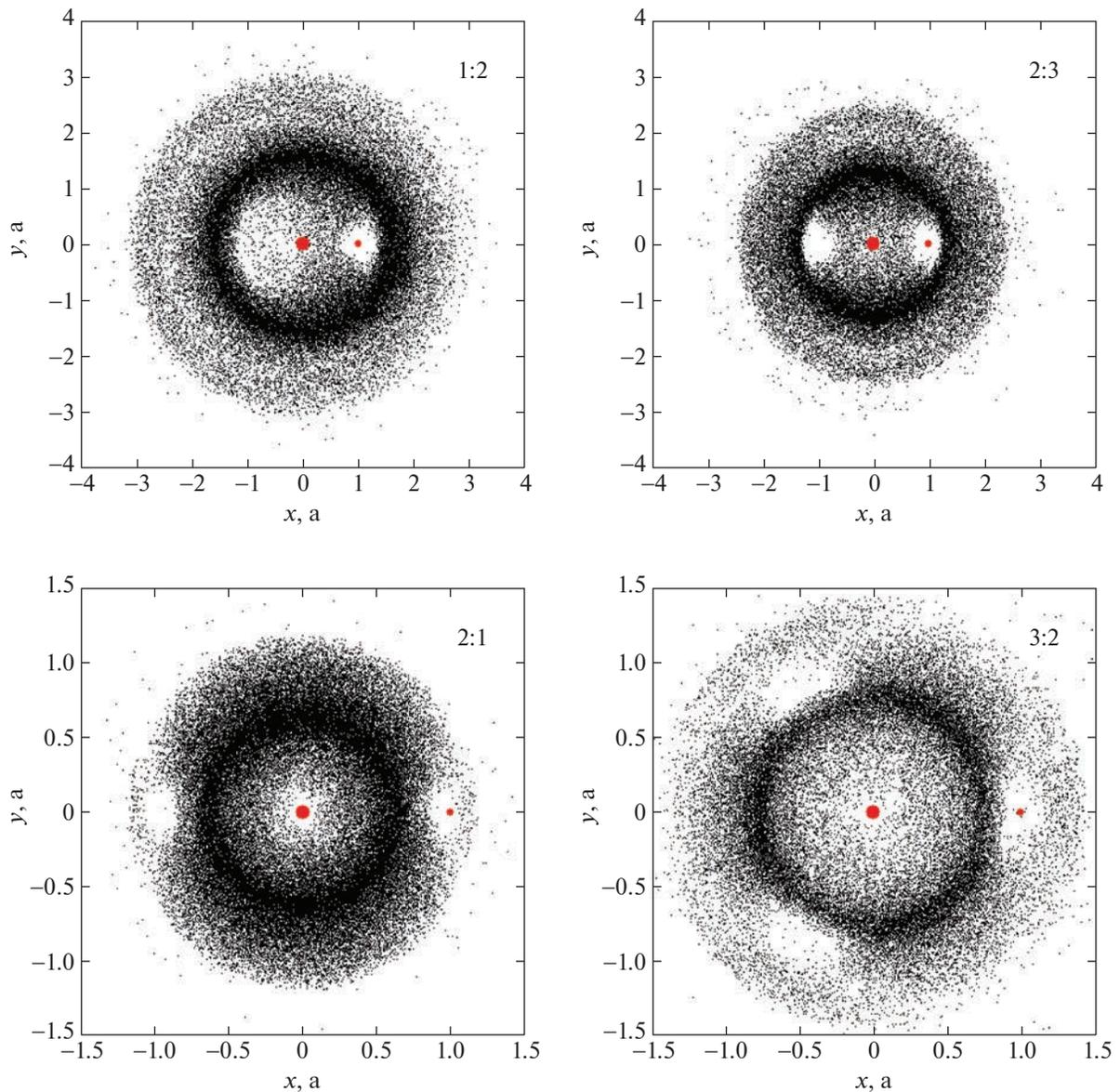


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но на момент времени $t = 10^5 P$.

с пониженной плотностью при $R \approx 2.08a$, что соответствует резонансу 1 : 3. Во внутренней (относительно положения резонанса) области вещество разрежено, и проявляются две симметричные полости вблизи положения планеты и на противоположной части оси x .

Вблизи положения резонанса 2 : 1 (рис. 2 внизу справа) сохраняется симметричное кольцо. Область около звезды разрежена. Кроме того, наблюдаются полости вблизи положения планеты, а также симметричная ей на противоположной части оси x , как и для случая 2 : 3.

Наиболее интересная азимутальная структура проявляется в случае, когда вещество исходно распределено вблизи резонанса 3 : 2. Структура имеет три сгущения вещества; также образуются

и полости: одна из них окружает планету, а две другие смещены относительно планеты на $\pm 120^\circ$ по азимуту. Область вблизи звезды также разрежена, как и в предыдущих случаях.

Расчеты показали, что диск становится структурированным за время $\sim 100P$, а затем картина уже мало меняется со временем.

Частицы, покидающие систему

Зависимости количества покидающих систему частиц от времени проявляются одинаковым образом во всех трех базовых процессах ухода: вначале наблюдается резкий рост количества уходящих частиц, а затем зависимость выходит на плато. При этом, как в процессе аккреции на планету,

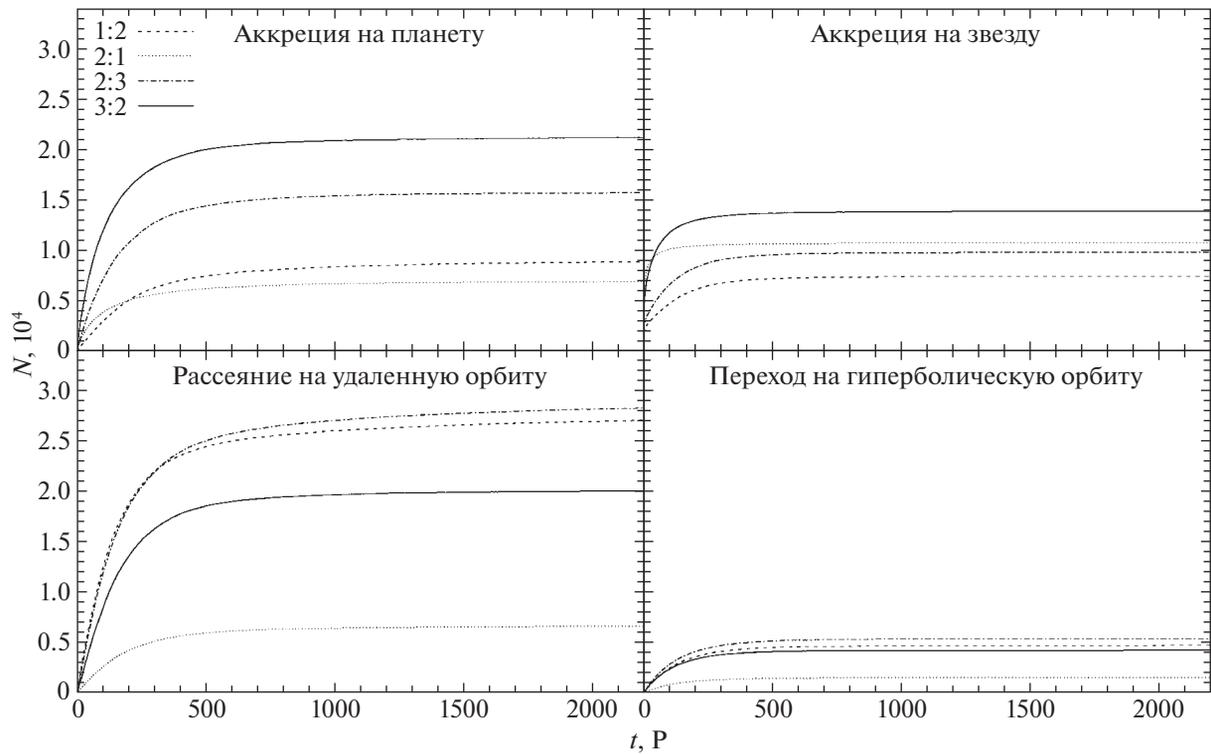


Рис. 3. Количество N частиц, покидающих систему с течением времени t : за счет аккреции на планету (вверху слева), аккреции на звезду (вверху справа), рассеяния на удаленные орбиты (внизу слева), перехода на гиперболическую орбиту (внизу справа); все в модели с массовым параметром $\lg \mu = -3$. Частицам с начальным распределением в области резонанса 1 : 2 соответствует штриховая линия, 2 : 1 — пунктирная линия, 2 : 3 — штрихпунктирная линия, 3 : 2 — сплошная линия. Количество частиц указано в 10^4 штук, а время — в орбитальных периодах планеты.

так и в процессе рассеяния на удаленную орбиту, выход на плато происходит через $\sim 400P$, а в случае аккреции на звезду и перехода на гиперболическую орбиту — через $\sim 200P$. Таким образом, в эффективности удаления частиц из системы существенно доминируют первые два процесса.

На планету большее количество частиц аккрецирует из областей резонансов 3 : 2 и 2 : 3, поскольку эти резонансы расположены ближе к орбите планеты. При этом существенно чаще выпадают на планету частицы из внутреннего резонанса 3 : 2, чем из внешнего 2 : 3. Частицы, исходно расположенные вблизи резонансов 1 : 2 и 2 : 1, дают примерно одинаковый вклад в аккрецию на планету (рис. 3 вверху слева).

В процессе аккреции на звезду доминируют частицы из внутренних резонансов, однако для резонансов 2 : 1 и 2 : 3 различия невелики. Здесь, как и в случае аккреции на планету, доминируют частицы из резонанса 3 : 2 (рис. 3 вверху справа).

В процессе рассеяния на удаленную орбиту участвует заметно большее число частиц, расположенных исходно вблизи внешних резонансов, как и следовало ожидать. Зависимости для случаев

резонансов 1 : 2 и 2 : 3 весьма схожи. Также существенный вклад в процесс рассеяния дают частицы из области резонанса 3 : 2 (рис. 3 внизу слева).

Примерно 10% частиц, вышедших на пределы $R = 4a$, являются перешедшими на гиперболические орбиты и могут считаться выброшенными из системы. Частицы из областей резонансов 1 : 2, 2 : 3 и 3 : 2 дают практически одинаковый вклад в этот процесс, тогда как в случае резонанса 2 : 1 относительное количество уходящих на гиперболические орбиты частиц существенно меньше (см. рис. 3 внизу справа).

На рис. 4 представлено количество частиц, покинувших расчетную область во всех моделях на момент окончания расчетов. Видно, что количество частиц как аккрецирующих на планету, так и рассеивающихся на удаленные орбиты и переходящих на гиперболические орбиты, растет с увеличением массового параметра μ . При этом в случае аккреции на звезду наблюдается обратная зависимость, характер которой, по всей видимости, определяется ростом количества частиц, уходящих из расчетной области другими способами. При этом относительное количество покинувших расчетную область частиц в каждом процессе совпадает с представленным выше на рис. 3. Отметим, что

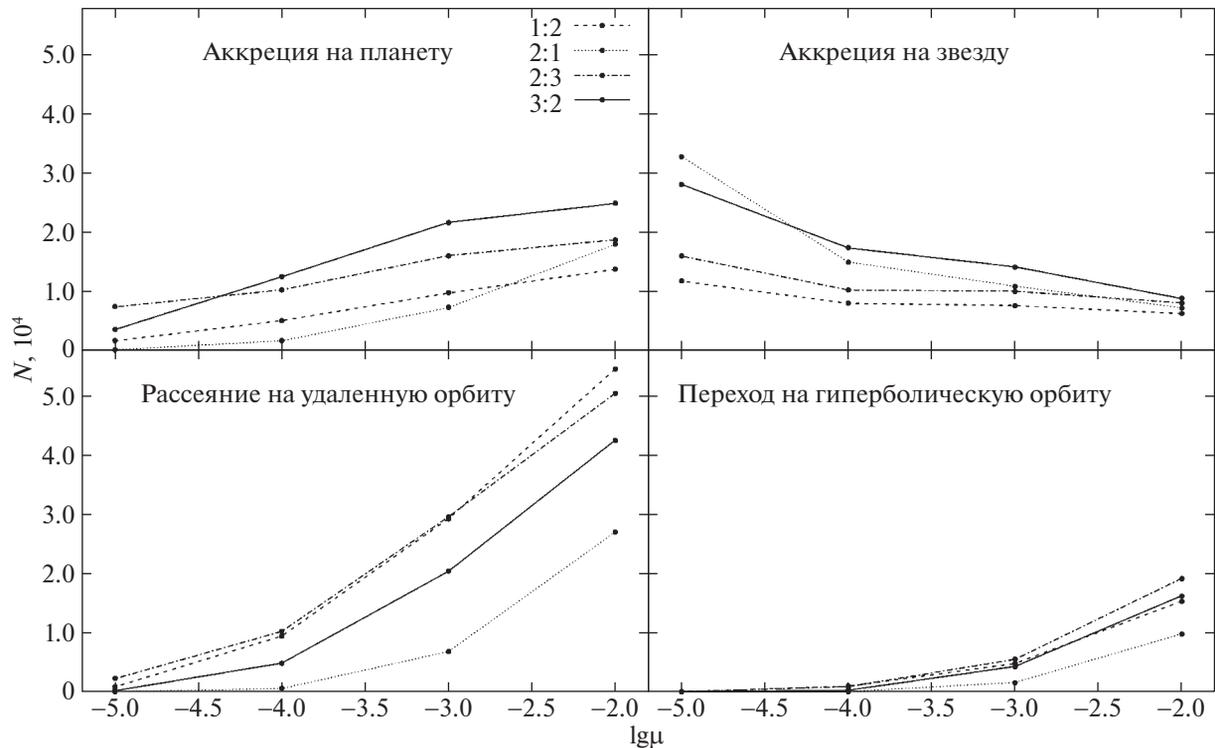


Рис. 4. Количество N частиц, покинувших систему на момент времени $t = 10^5 P$, в зависимости от логарифма массового параметра $\lg \mu$: за счет аккреции на планету (вверху слева), аккреции на звезду (вверху справа), рассеяния на удаленные орбиты (внизу слева), перехода на гиперболическую орбиту (внизу справа). Частицам с начальным распределением в области резонанса 1 : 2 соответствует штриховая линия, 2 : 1 — пунктирная линия, 2 : 3 — штрихпунктирная линия, 3 : 2 — сплошная линия. Количество частиц указано в 10^4 штук.

при минимальном взятом нами значении массового параметра $\lg \mu = -5$ частицы не переходят на гиперболические орбиты во всех рассмотренных случаях резонансов.

НАБЛЮДАЕМОСТЬ АЗИМУТАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Наиболее интересная структура финального распределения частиц получилась при их исходном распределении в области резонанса 3 : 2. На рис. 5 показано финальное распределение частиц в четырех моделях с разными значениями массового параметра μ . Видно, что при $\lg \mu = -2$ получающаяся структура сильно размыта, а при $\lg \mu = -3$ она проявляется четко как квазиправильная. С уменьшением μ области повышенной плотности частиц расширяются по азимуту, а размеры полостей уменьшаются. Поэтому далее мы рассматриваем возможность реального наблюдения такой структуры в модели с $\lg \mu = -3$.

Расчет теоретических изображений

Размеры частиц в планетезимальных дисках варьируются от десятков микрон до сотен километров

(Ваят, 2008; Кривов, 2010). Распределение частиц по размерам регулируется процессом разрушительных столкновений планетезималей, при этом мелкая пыль (<10 мкм) удаляется из диска за счет давления излучения (Кривов, 2000). Столкновительная динамика планетезималей исследовалась в ряде работ (Доминик, Дечин, 2003; Кривов и др., 2006; Ваят и др., 2007; Тебо, Ожеро, 2007; Лене и др., 2008; Гаспар и др., 2012). В частности, было показано, что столкновительная эволюция частиц приводит к их распределению по размерам вида $dN = D^{2-3q}dD$ (где индекс $q = 5/3-2$); соответственно, распределение по массе имеет вид $dN = m^{-q}dm$. Обычно при моделировании выбирают $q = 11/6$:

$$dN = D^{-3.5}dD, \quad (6)$$

что объясняется в модели бесконечного столкновительного каскада (Донахи, 1969).

Тогда массовая доля частиц размера D зависит от него следующим образом: $dm \propto D^{-0.5}dD$. Проинтегрировав данное соотношение по D , можно показать, что для объектов размерами от 100 км до 1 км общий вклад в массу планетезимального диска составляет $\sim 90\%$. Однако тепловое излучение в субмиллиметровом диапазоне, которое может быть

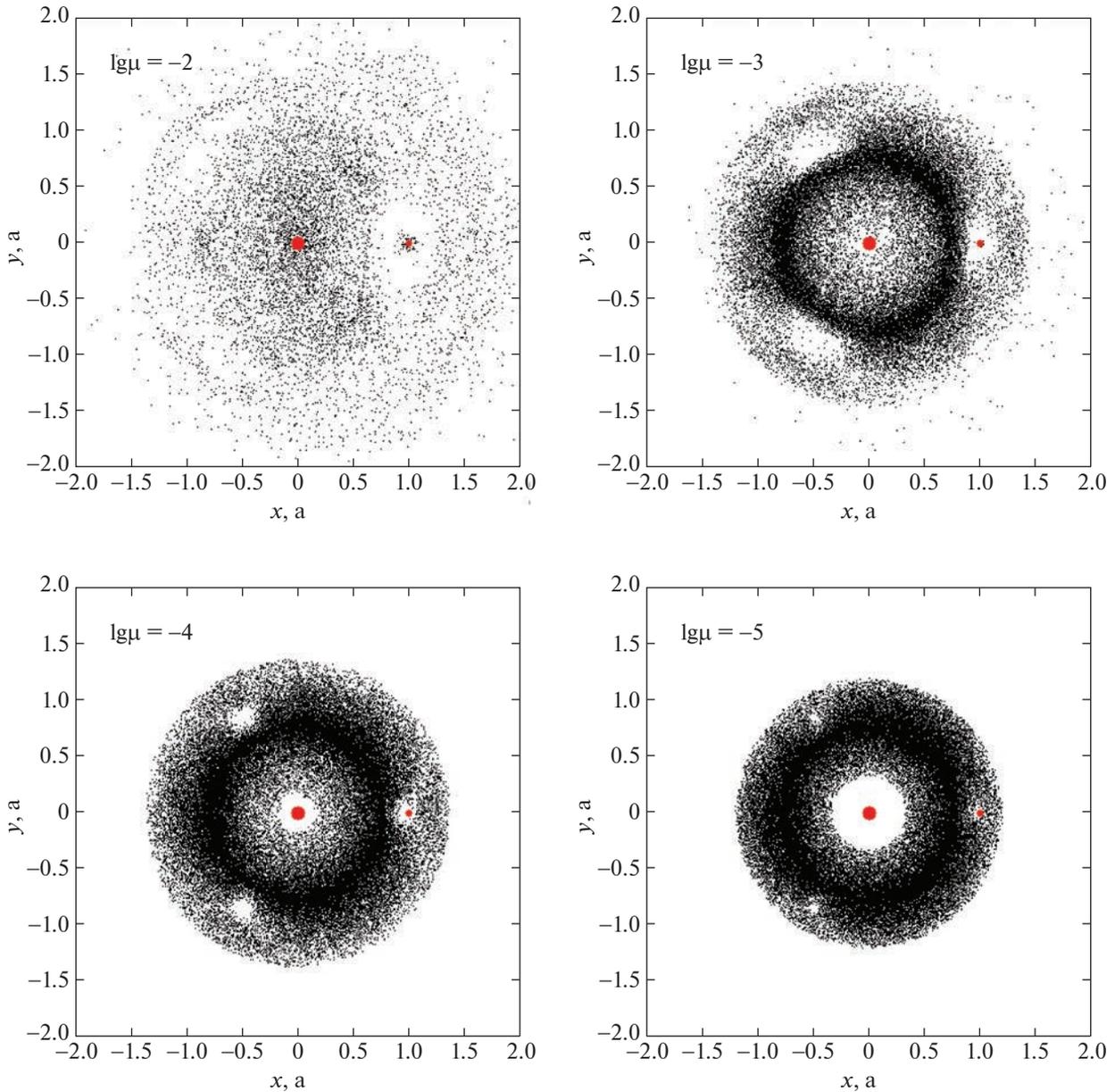


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но для резонанса 3 : 2; в моделях с массовым параметром $\lg \mu = -2$ (вверху слева), $\lg \mu = -3$ (вверху справа), $\lg \mu = -4$ (внизу слева), $\lg \mu = -5$ (внизу справа).

зарегистрировано комплексом ALMA, испускают частицы 0.1–10 мм (Марино, 2022).

В работах Гривза (2005), Тебо, Ожеро (2007) приведены оценки массы пылевой ($D \leq 1$ см) компоненты в типичном осколочном диске: $M_{\text{dust}} = 0.001 - 0.1 M_{\oplus}$. В наших расчетах излучения частиц осколочного диска, расположенных в области резонанса, масса мелкой пыли M_{dust} выступает в качестве параметра задачи. Рассматривается три сорта частиц с размерами 100 мкм, 1 мм и 1 см. Масса M_{dust} распределена между ними в соответствии с законом (6). Масса одной расчетной частицы каждого сорта определяется следующим

образом: $m_D = (M_{\text{dust}}/N_{\text{tot}})f_D$, где N_{tot} — общее число частиц в диске на момент времени $10^5 P$, а f_D — относительная доля частиц размера D .

В расчетах динамики частиц нами рассматривается плоская (двумерная) задача; соответственно, в расчетах излучения каждой частице случайным образом присваивается значение координаты z в диапазоне $[-0.005 \text{ а.е.} : 0.005 \text{ а.е.}]$. Наши расчеты показали, что выбор диапазона значений по z не оказывает существенного влияния на общий характер излучения структурированного диска.

Вся расчетная область разбивается на ячейки в сферической системе координат $R \times \theta \times \phi = 200 \times$

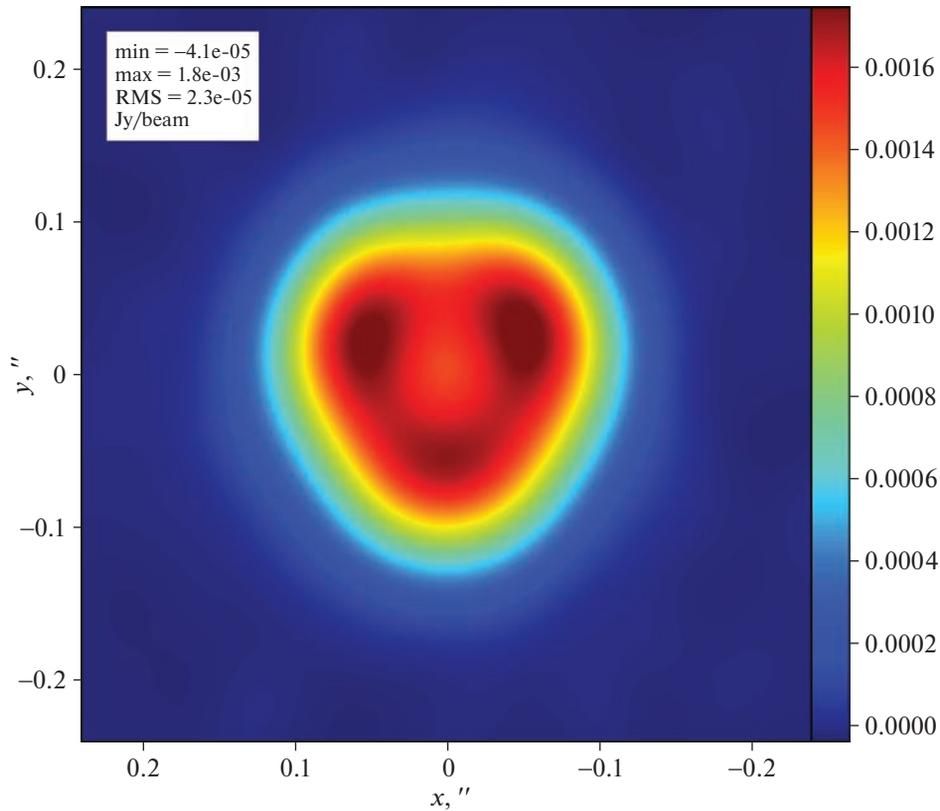


Рис. 6. Изображение осколочного диска на длине волны 870 мкм в модели с $a = 1$ а.е., $d = 10$ пк и $M_{\text{dust}} = 0.001M_{\oplus}$. Цветовая шкала дана в Jy/beam; ее максимум и минимум, а также отношение сигнал—шум, указаны в верхнем левом углу. Координаты по осям даны в угловых секундах.

$\times 4 \times 90$, где $R \in [0.1a : 4a]$, $\theta \in [88^{\circ}85' : 91^{\circ}15']$, $\phi \in [0 : 2\pi)$. В каждой ячейке суммируется количество расчетных частиц (N_i), затем вычисляется плотность частиц каждого сорта в каждой ячейке:

$$\rho_d = \frac{m_D N_i}{R^2 \sin(\theta) d R d\theta d\phi}.$$

Для трехмерных расчетов переноса излучения нами использовался код RADMC-3D¹ (Даллемонд и др., 2012). Число фотонов в расчетах прямого излучения и рассеяния полагалось равным 10^9 . Непрозрачность пыли для магниево-железных силикатов (Доршнер и др., 1995) рассчитывалась по теории Ми (Ми, 1908) с использованием кода (Борен, Хаффман, 1998), включенного в указанный пакет RADMC-3D.

Расчетные потоки излучения использовались нами в моделировании изображений, которые потенциально можно построить с помощью комплекса радиотелескопов ALMA (Atacama Large Millimeter Array). Моделирование проведено путем

применения симулятора CASA 6.5² (Петри и др., 2012) для (произвольной) эталонной позиции ($\alpha = 04^{\text{h}}33^{\text{m}}$, $\delta = +22^{\circ}53'$, J2000) по аналогии с работой Руге и др. (2015). Тепловой шум был добавлен с помощью опции `tsys-atm` пакета CASA, при этом осаждаемый водяной пар $PWV = 0.6$. Предполагалось, что наблюдения выполнены на длине волны 870 мкм. Полоса пропускания для наблюдений в континууме положена равной 8 ГГц, время экспозиции — пять часам. Конфигурация антенны соответствовала самой большой компактной конфигурации (#20 из доступных конфигураций CASA).

Анализ изображений

В наших расчетах изображений структур осколочных дисков входными параметрами являются масса M_{dust} мелкой (≤ 1 см) пыли, большая полуось a орбиты планеты и расстояние d до объекта. На рис. 6 представлена модель с $M_{\text{dust}} = 0.001M_{\oplus}$, $a = 1$ а.е. и $d = 10$ пк. Полученное в результате

¹<https://www.ita.uni-heidelberg.de/dullemond/software/radmc-3d/>

²<https://casa.nrao.edu/>

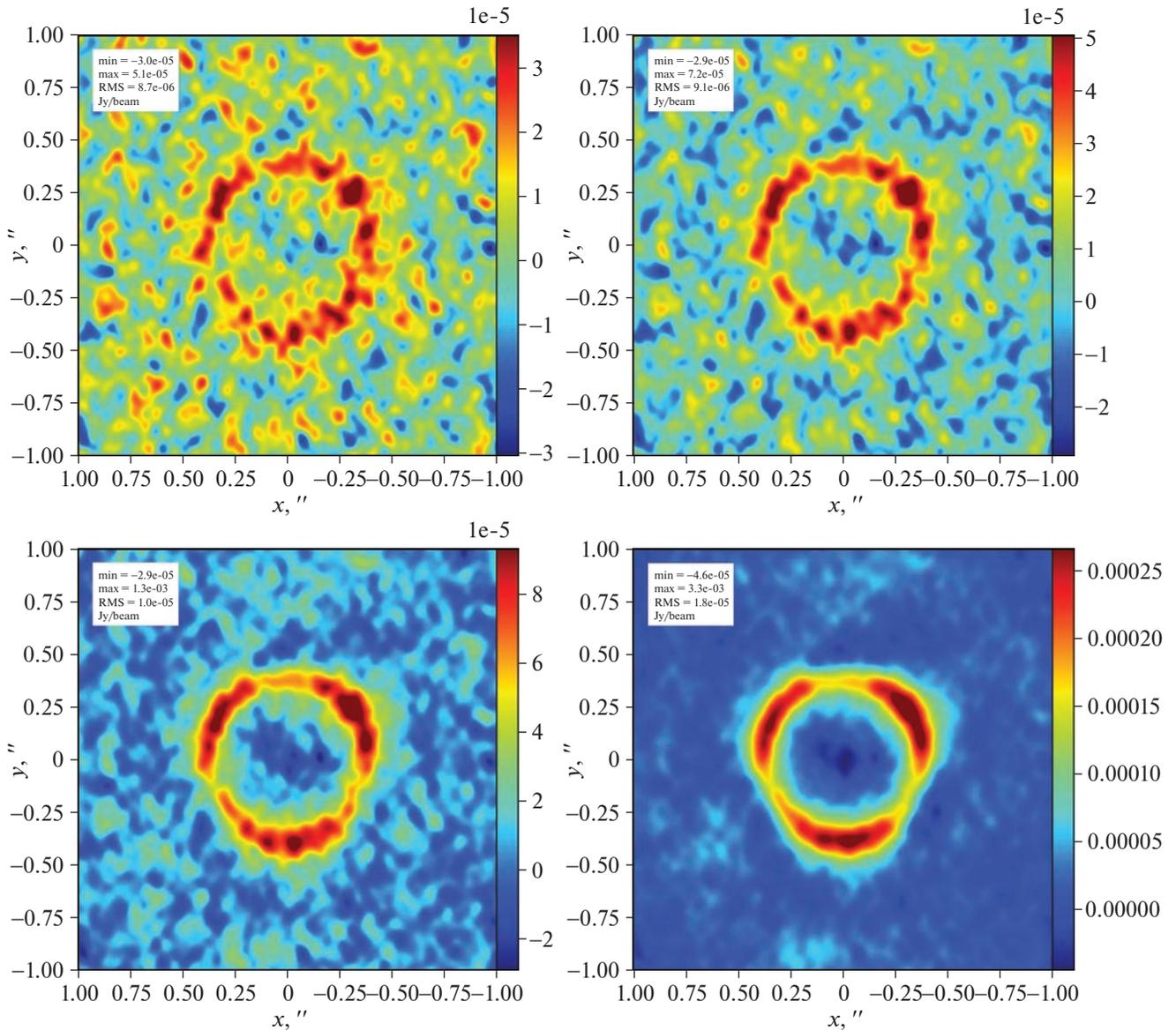


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но в моделях с $a = 5$ а.е. и $d = 10$ пк. Вверху слева — $M_{\text{dust}} = 0.0003M_{\oplus}$, вверху справа — $M_{\text{dust}} = 0.005M_{\oplus}$, внизу слева — $M_{\text{dust}} = 0.001M_{\oplus}$, внизу справа — $M_{\text{dust}} = 0.003M_{\oplus}$.

моделирования изображение размыто, однако яркая область имеет выраженную квазитреугольную форму.

Следующая серия изображений получена в модели с $a = 5$ а.е. и $d = 10$ пк, а масса M_{dust} варьируется (рис. 7). Видно, что в случае малой величины $M_{\text{dust}} \leq 0.0005M_{\oplus}$ структура разрешается на фоне шума, однако она выглядит клочковатой и по существу образует кольцообразное возмущение плотности. С увеличением M_{dust} на изображении проявляются три ярких пятна (которые соответствуют областям повышенной плотности вблизи резонанса 3 : 2), и структура диска приобретает характерную квазитреугольную форму.

Перемещение объекта на большее расстояние d от наблюдателя уменьшает разрешение изображения; однако и при $d = 20$ пк три яркие области, соответствующие сгущениям вещества диска, еще вполне различимы, если $M_{\text{dust}} \geq 0.001M_{\oplus}$ (рис. 8, графики вверху). При удалении объекта на 50 пк квазитреугольная структура угадывается при $M_{\text{dust}} = 0.003M_{\oplus}$ (рис. 8, графики внизу) и будет более четкой при больших M_{dust} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные нами расчеты показали, что частицы диска, исходно попадающие в области резонансов средних движений низких порядков с пла-

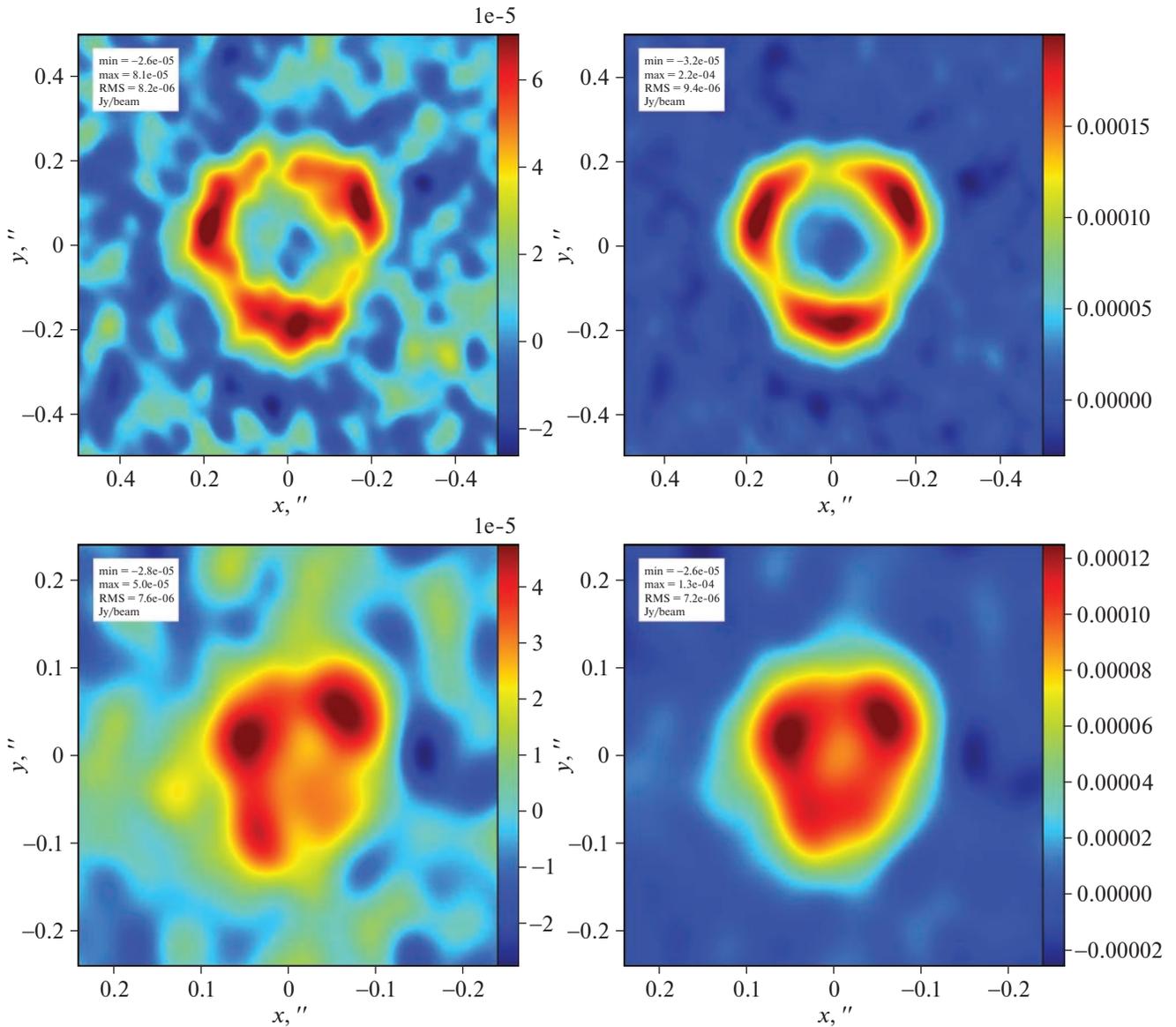


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но в моделях с $a = 5$ а.е. Графики слева соответствуют моделям с $M_{\text{dust}} = 0.001 M_{\oplus}$, справа — $M_{\text{dust}} = 0.003 M_{\oplus}$. Расстояния от наблюдателя до объектов $d = 20$ пк (графики сверху) и $d = 50$ пк (графики внизу).

нетой, со временем концентрируются в заметные азимутальные структуры, образуемые сгущениями и полостями в диске. Во всех моделях проявляются полости пониженной плотности вблизи звезды и планеты. Процесс структурирования обычно занимает время ~ 100 орбитальных периодов планеты. При этом количество частиц, сохраняющих свое положение вблизи резонансов, растет с уменьшением массового параметра μ .

Однако во всех случаях имеет место удаление существенной доли частиц из диска за счет их аккреции на звезду и планету, а также переход на сильно вытянутые и гиперболические орбиты. При этом на гиперболические орбиты частицы могут

уходить из областей всех рассмотренных резонансов, если $\lg \mu > -5$.

В рассмотренных нами моделях наиболее четко проявилась азимутальная структура, ассоциированная с резонансом $3:2$ (если положить $\lg \mu = -3$, что соответствует отношению масс в системе “Солнце–Юпитер”). Наблюдение подобной структуры диска возможно лишь у звезд в ближайшей Галактической окрестности Солнца; при $a > 5$ а.е. и $d > 50$ пк для наблюдаемости необходимо присутствие в диске мелкой пыли существенной массы. Однако следует заметить, что принятое нами при расчетах значение массы M_{dust} не превосходит 3%

от максимально возможной массы мелкой пыли в осколочном диске.

В нашем моделировании также четко проявилась азимутальная структура, ассоциированная с другим рассмотренным нами резонансом первого порядка, а именно, резонансом 2 : 1. Визуальными примерами реально наблюдаемых азимутальных структур, сходных с производимыми этим резонансом, могут служить протопланетные диски звезд HD 169142 (Феделе и др., 2017), HD 97804 (ван дер Плас и др., 2017), и AA Tau (Лумис и др., 2017) (см. рис. 1 в обзоре Эндрюс и др., 2018). Их возможное соответствие теоретическим резонансным моделям заслуживает отдельного анализа.

Если в наблюдаемых изображениях околозвездных дисков удастся отождествить представленные здесь теоретические азимутальные структуры, то путем моделирования изображения в каждом случае можно было бы оценить значения массового параметра μ и большой полуоси a орбиты планеты, удерживающей частицы в области резонанса. Например, в случае обнаружения квазитреугольной яркой структуры на изображении планетезимального диска массовый параметр μ можно оценить, исходя из результатов построения нами модельных изображений, как величину $\gtrsim 10^{-3}$; при этом большая полуось орбиты планеты $a \approx (3/2)^2 / 3a_t \approx 1.3a_t$, где a_t соответствует радиальному положению центров ярких областей структуры.

Расчеты проводились с использованием ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН Филиал Федерального государственного учреждения “Научно-исследовательский институт системного анализа Российской академия наук”³ (Савин и др., 2019). Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 22-22-00046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агнор и др. (С.В. Agnor, R.M. Canup, and H.F. Levison), *Icarus* **142**, 219 (1999).
2. Бе и др. (H. Beust, J.-C. Augereau, A. Bonsor, J.R. Graham, P. Kalas, J. Lebreton, A.-M. Lagrange, S. Ertel, et al.), *Astron. Astrophys.* **561**, A43 (2014).
3. Борен, Хаффман (C.F. Bohren and D.R. Huffman), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* p. 544 (1998).
4. ван дер Плас и др. (G. van der Plas, C.M. Wright, F. Ménard, S. Casassus, H. Canovas, C. Pinte, S.T. Maddison, K. Maaskant, et al.), *Astron. Astrophys.* **597**, A32 (2017).
5. Ваят (M.C. Wyatt), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 339 (2008).
6. Ваят и др. (M.C. Wyatt, S.F. Dermott, C.M. Telesco, R.S. Fisher, K. Grogan, E.K. Holmes, and R.K. Piña), *Astrophys. J.* **527**, 918 (1999).
7. Ваят и др. (M.C. Wyatt, R. Smith, J.S. Greaves, C.A. Beichman, G. Bryden, and C.M. Lisse), *Astrophys. J.* **658**, 569 (2007).
8. Виздом (J. Wisdom), *Astron. J.* **85**, 1122 (1980).
9. Гаспар и др. (A. Gáspár, D. Psaltis, G.H. Rieke, and F. Özel), *Astrophys. J.* **754**, 74 (2012).
10. Гривз (J.S. Greaves), *Science* **307**, 68 (2005).
11. Даллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, F. Sereshti, R. Shetty, T. Peters, B. Commercon, and M. Flock), *Astrophys. Source Code Library ascl:1202.015* (2012).
12. Демидова (T. Demidova), *Astron. Comput.* **41**, 100635 (2022).
13. Демидова, Шевченко (T.V. Demidova and I.I. Shevchenko), *Astrophys. J.* **805**, 38 (2015).
14. Демидова, Шевченко (T.V. Demidova and I.I. Shevchenko), *MNRAS* **463**, L22 (2016).
15. Демидова Т.В., Шевченко И.И., Письма в Астрон. журн. **46**, 827 (2020) [T.V. Demidova, I.I. Shevchenko, *Astron. Lett.* **46**, 774 (2020)].
16. Доминик, Дечин (C. Dominik and G. Decin), *Astrophys. J.* **598**, 626 (2003).
17. Донахи (J.S. Dohnanyi), *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).
18. Доршнер и др. (J. Dorschner, B. Begemann, T. Henning, C. Jaeger, and H. Mutschke), *Astron. Astrophys.* **300**, 503 (1995).
19. Квиллен, Торндайк (A.C. Quillen and S. Thorndike), *Astrophys. J.* **578**, L149 (2002).
20. Квиллен (A.C. Quillen), *MNRAS* **372**, L14 (2006).
21. Квиллен, Фабер (A.C. Quillen and P. Faber), *MNRAS* **373**, 1245 (2006).
22. Кондратьев (B.P. Kondratyev), *MNRAS* **442**, 1755 (2014).
23. Кривов и др. (A.V. Krivov, I. Mann, and N.A. Krivova), *Astron. Astrophys.* **362**, 1127 (2000).
24. Кривов и др. (A.V. Krivov, T. Löhne, and M. Sremčević), *Astron. Astrophys.* **455**, 509 (2006).
25. Кривов (A.V. Krivov), *Res. Astron. Astrophys.* **10**, 383 (2010).
26. Кюхнер, Хольман (M.J. Kuchner and M.J. Holman), *Astrophys. J.* **588**, 1110 (2003).
27. Лене и др. (T. Löhne, A.V. Krivov, and J. Rodmann), *Astrophys. J.* **673**, 1123 (2008).
28. Лумис и др. (R.A. Loomis, K.I. Öberg, S.M. Andrews, and M.A. MacGregor), *Astrophys. J.* **840**, 23 (2017).
29. Львов и др. В.Н. Львов, Р.И. Смехачева, С.С. Смирнов, С.Д. Цекмейстер, *Изв. ГАО РАН* **217**, 318 (2004).
30. Марино (S. Marino), *arXiv e-prints arXiv:2202.03053* (2022).
31. Ми (G. Mie), *Annalen der Physik* **330**, 377 (1908).
32. Моррисон, Мальхотра (S. Morrison and R. Malhotra), *Astrophys. J.* **799**, 41 (2015).

³<https://www.jssc.ru/>

33. Мустилл, Ваят (A.J. Mustill and M.C. Wyatt), *MNRAS* **419**, 3074 (2012).
34. Мюррей, Дермотт (C.D. Murray and S.F. Dermott), *Solar System Dynamics* (Cambridge Univ. Press, 1999) [Мюррей К., Дермотт С., *Динамика Солнечной системы* (М.: Физматлит, 2009, 2010.)].
35. Озерной и др. (L.M. Ozernoy, N.N. Gorkavii, J.C. Mather, and T.A. Taidakova), *Astrophys. J.* **537**, L147 (2000).
36. Петри и др. (D. Petry and CASA Development Team), *Astron. Data Analys. Software and Systems XXI* **461**, 849 (2012).
37. Пирс, Ваят (T.D. Pearce and M.C. Wyatt), *MNRAS* **443**, 2541 (2014).
38. Питиева Е.В., Питиев Н.П., Письма в Астрон. журн. **44**, 604 (2018a) [E.V. Pitjeva and N.P. Pitjev, *Astron. Lett.* **44**, 554 (2018)].
39. Питиева, Питиев (E.V. Pitjeva and N.P. Pitjev), *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **130**, 57 (2018b).
40. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery) *Numerical recipes in C. The art of scientific computing* (Cambridge University Press, 1992), p. 724.
41. Родигас и др. (T.J. Rodigas, R. Malhotra, and P.M. Hinz), *Astrophys. J.* **780**, 65 (2014).
42. Руге и др. (J.P. Ruge, S. Wolf, T. Demidova, and V. Grinin), *Astron. Astrophys.* **579**, A110 (2015).
43. Савин и др. (G.I. Savin, B.M. Shabanov, P.N. Telegin, and A.V. Baranov), *Lobachevskii J. Math.* **40**, 1853 (2019).
44. Су и др. (K.Y.L. Su, G.H. Rieke, R. Malhotra, K.R. Stapelfeldt, A.M. Hughes, A. Bonsor, D.J. Wilner, Z. Balog, et al.), *Astrophys. J.* **763**, 118 (2013).
45. Тебо, Ожеро (P. Thébault and J.-C. Augereau), *Astron. Astrophys.* **472**, 169 (2007).
46. Тейлор (S.R. Taylor), *Meteorit. Planet. Sci. Suppl.* **33**, A153 (1998).
47. Феделе и др. (D. Fedele, M. Carney, M.R. Hogerheijde, C. Walsh, A. Miotello, P. Klaassen, S. Bruderer, Th. Henning, et al.), *Astron. Astrophys.* **600**, A72 (2017).
48. Чемберс, Уэтерилл (J.E. Chambers and G.W. Wetherill), *Icarus* **136**, 304 (1998).
49. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Astrophys. Space Sci.* **463**, 1 (2020).
50. Штер, Булирш (J. Stoer and R. Bulirsch), *Introduction to Numerical Analysis* (Springer-Verlag, 1980).
51. Эндрюс и др. (S.M. Andrews, D.J. Wilner, E. Macías, C. González, and A. Isella), *Science with a Next Generation Very Large Array* **517**, 137 (2018).